粉体の摩擦機構の2次元 Distinct Element Method による数値シミュレーション

Numerical Simulation for Friction Mechanism of Powder Bed Using 2-Dimensional Distinct Element Method

湯 晋一*, 梅景 俊彦, 川崎 豊

Shinichi Yuu, Toshihiko Umekage, Yutaka Kawasaki

Received 31 January 2005 ; Accepted 2 June 2005

The motion of particles under the shear stress has been numerically simulated using 2-dimensional Distinct Element Method. The calculated results well describe the stick-slip phenomena caused by the friction in the particle bed. The results also show that the motions governed these phenomena are particle rotations which arise the slip motion from the static stick state of the particle bed. These motions of particle rotations are transmitted to the fairly deep inside area of the particle bed due to the particle-particle interaction.

Based on these calculated results we also have obtained the friction loop which is qualitatively in good agreement with the data measured by Nasuno et al (Physical Review E, 58 Part B, 2161-2171 (1998)). However the calculated friction coefficient of particle bed is about 30 % of measured value by Nasuno et al. The main cause seems to be the difference of the clearances between the cover plate particles and the bed particles from the real state in the powder bed.

Keywords : Friction, Powder bed, Distinct element method, Friction loop, Particle rotation

1. 緒 言

粉体層に作用する摩擦は粉体特有のさまざまな現象と直接関係し、それらを理解する上で重要な現象の一つである。粉体にせん断力が働くと、粉体層間に摩擦力が作用し、スティック・スリップ現象が起こる。粒子1個1個の表面に働く摩擦のように、粉体層を微視的に見ると粉体層中では局所的に常にスティック・スリップ現象が起こっているようである¹⁾。高速な粉体

の運動を除いて通常よく現出するスティック・スリップ現象は粉体の摩擦を表しており、粉体の摩擦現象を明らかにする鍵であると思われる。また粉体粒子の1個1個の力学関係を考え、それが積分された粉体層にスティック・スリップ現象がどのように起こるかを明らかにすることは、粉体の摩擦機構の解明に直接通じるとも考えられる。

近年、接触する二つの物体間で作用する固体摩擦の現象や、固体間にはさまれた薄い液膜の摩擦（潤滑摩擦）現象^{2~4)}を解明するためのアプローチの一つとして、せん断応力が加えられた粉体層における粒子の挙動を実験的に解明しようとする試み^{5~8)}が行われている。これは二つの物体が相対的に滑り運動をする場合に生じるスティック・スリップ現象に着目し、条件の制御や直接観察することが困難な摩擦面付近でのミクロな分子の挙動を測定する代わりに、マクロな粒子の集団、すなわち、粉体層を挟んだ場合の粒子の運動を直接測定することによって摩擦の起源となる現

粉体工学会春期研究発表会（2002年5月、京都）にて発表
九州工業大学工学部機械知能工学科
（〒804-8550 北九州市戸畑区仙水町1-1）TEL 093-884-3175
Department of Mechanical Engineering, Kyushu Institute
of Technology
（1-1, Sensuicho, Tobata, Kitakyushu 804-8550, Japan）
*現 大岳技術コンサルタント事務所
（〒811-0322 福岡市東区大岳1丁目17-27-508）
TEL 092-204-3171
Correspondence To : Ootake R. and D. Office
（1-17-27-508, Ootake Higashiku Fukuoka 811-0322, Japan）

象（例えば前述のスティック・スリップ現象のメカニズム等）を明らかにする試みである。Carlson and Batista⁹⁾とBatista and Carlson¹⁰⁾は相転移とスリップの概念を導入し、相の状態をあらわす秩序変数を組み込んだ上板の運動方程式を導き、スティック・スリップ現象の説明を行っている。Hayakawa¹¹⁾はCarlson and Batista⁹⁾の現象論的モデルを発展させて、Nasuno et al.⁶⁾が測定した粉体層の種々の摩擦特性の再現を試みた。あらかじめ摩擦力を表わす関数を仮定し、また、ポテンシャル W を導入し上板の運動を求めている。 W には応力ネットワークの密度と考えられる Carlson and Batista⁹⁾ の秩序変数が含まれており、これに関する式を連成して計算している。摩擦力としてはクーロン摩擦と速度に比例する摩擦を考慮し、クーロン摩擦の重要性 (Carlson and Batista⁹⁾ はクーロン摩擦を考慮していない) を示している。Hayakawa¹¹⁾ の結果は、Nasuno et al.⁶⁾ の実験結果の多くの部分を再現してマクロな摩擦現象に関する理解を深めている。ただし、現象論的なモデルであるために、ミクロな粒子1個1個の動きからマクロな粉体層としての摩擦現象が現れるメカニズムについて、直接的に記述しているわけではない。

Thompson and Grest¹²⁾ は、分子動力学（この場合 Distinct Element Method, 以下 DEM と略記する）を用いてせん断下の粒子群の2次元運動を計算した。このとき、個々の粒子の回転の運動方程式は計算していない。すなわち、個々の粒子の回転は考慮していないわけである。粒子間のバネ定数は $2 \times 10^5 mg/D_p$ (m は粒子の質量, g は重力加速度, D_p は粒子径) で現実の物質よりかなり柔らかな粒子となっている (我々は現実のガラスの弾性係数から求めている。数十万倍ほど大きい)。板のバネ定数 K は $20mg/D_p$ で、これは板のバネ定数としても非常に小さい値である。例えば、粒子として径が10mmのガラスビーズを用いたとしたら $K=25.6\text{N/m}$ となり、Nasuno et al.⁶⁾ が実験で用いた 134.7N/m , 1077N/m , 3636N/m の中の最も小さいバネ定数よりもはるかに小さい。粒子径が小さくなると、前述の K の表し方だと K はますます小さくなる。彼等の計算結果は、スティック・スリップ時に上板に働く力が周期的に変化すること、それにともない上板の変位も周期的に変位し、その時上板は粒子径の0.2倍ほど持ち上がってはまた元の状態にもどることを示している。また、彼らは、せん断歪み速度がある値 (臨界値) より大きくなるとせん断応力は一定値になるが、それより小さくな

ると系は不安定となり静力学的な解のみが存在することを示している。

Matthey and Hansen¹³⁾ も2次元 DEM を用いて、やはり粒子の回転は考慮せずスティック・スリップ現象を計算している。彼らは、粒子の初期配列を規則配列としている。その結果、層にかかるせん断応力、垂直応力および平均速度変化などの計算結果を示し、スティック・スリップ現象を説明している。そして、スリッププロセスが短い雪崩現象に似ていることを指摘している。

Hayakawa¹⁴⁾ は DEM を用いて、パラメータはほぼ Thompson and Grest¹²⁾ と同様にして、ただし粒子の回転を考慮して、Nasuno et al.⁶⁾ の実験に対応するスティック・スリップ現象を計算している。彼は、粒子径 $D_p=10\text{mm}$ 、粒子真密度 2500kg/m^3 を用いているので、上板のバネ定数は 25.6N/m となり、前述したように非常に小さいバネ定数のバネを実際に用いている。示されている DEM による結果は、上板の水平変位と上板のバネのたわみである。粒子の回転の様子やその影響等は示されていない。また、Nasuno et al.⁶⁾ が実験によって示した摩擦ループは示されていない。彼自身指摘しているように、上板のたわみが負の値をとるところがあるが、これは理解しがたい。論文の後半では現象論を展開している。

Volfson et al.¹⁵⁾ は Hayakawa¹⁴⁾ の現象論モデルを発展させ、また、DEM による結果と比較検定しスティック・スリップ現象のメカニズムについて検討している。その結果、1回のスティック・スリップ時に現象論モデルのオーダーパラメーターがどのように変化するか、その時のせん断応力の変化過程等を提出している。この現象論モデルで求めたせん断応力から摩擦係数が求まるが、それより摩擦ループを求めている。Nasuno et al.⁶⁾ の実験結果と比較すると、最大摩擦係数は実験値が0.65に対して現象論モデルの値は0.42である。この差は、Volfson et al. が言うように、3次元と2次元の違いが主な原因かもしれない。

本研究においては、せん断応力下における粉体層の個々の粒子の力学関係を離散要素法 (Distinct Element Method, 以下 DEM と略記する) によって計算し、スティック・スリップ現象及びその時えがく摩擦ループの再現を試みた。Nasuno et al.^{5~7)} の実験によると、通常の粉体では移動速度がある程度小さいと、スティック・スリップ現象がよく起こる。また、Nasuno et al.⁶⁾ は、スティック・スリップ現象が起

Table 1 Calculation conditions

Particle configuration		2-dimensional random arrangement
Particle diameter	D_p (mm)	0.45, 0.50, 0.55
Particle number	N (-)	12000
Particle density	ρ_p (kg/m ³)	2.5×10^3
Elastic constant	E (Pa)	7.5×10^{10}
Poisson's ratio	ν (-)	0.25
Friction coefficient	μ (-)	0.25
Spring constant	K (N/m)	1.04×10^3
Mass of top Plate	M (kg)	3.27×10^{-2}
Velocity of top plate	V (mm/s)	2.8×10^{-1}
Time step	Δt (s)	1.0×10^{-7}

この領域及びそれより移動速度が速くなった慣性支配領域でも、多くの粉体において摩擦ループが起ることを実験的に示している。本計算ではスティック・スリップ現象と摩擦ループの再現を行い、Nasuno et al.⁶⁾ の実験結果と比較して、そのメカニズムについて検討を行った。例えば、スティック・スリップ現象を支配している機構は何か。固体摩擦等における代表的な摩擦機構のモデルである相変化に相当する現象が粉体層の摩擦においても、すなわち、スティック・スリップ現象を例に取るなら、スティック時の密充填状態からスリップ時の疎充填状態への変化^{2~4)} が起っているのか等である。

計算は、まず粒子数をできるだけ多く取することを主眼としたので、2次元で行った。

2. 計算方法

本研究では多体接触による粒子間相互作用の計算をDEMによって行い、1個1個の粒子の運動をラグランジアン形運動方程式を解くことにより求め、粒子群で形成される粉体層の摩擦現象の解明を試みた。したがって、各粒子間の摩擦は考慮している。粒子間、粒子・上板を構成する粒子間の垂直方向バネ定数 k_n は、Table 1に示している粒子の弾性係数 E 、ポアソン比等を用いてHertzの接触理論から求めている。粒子間の接線方向バネ定数 k_s は、通常のガラスビーズのような粒子では垂直方向バネ定数 k_n の0.2倍~0.3倍で、本計算では0.2倍を用いた。DEMにおける粘性減衰力の計算における減衰係数は、臨界減衰条件より求めた。すなわち、 $C_n = 2\sqrt{mk_n}$ 、 $C_s = 2\sqrt{mk_s}$ である。DEMの計算方法等については、Cundall and Strack¹⁶⁾や、実際の著者らの計算については

Fig. 1 Computational domain

Yuu and Umekage¹⁷⁾の報告に詳しく記述されているのでここでは省略する。

Fig. 1に計算領域と境界条件を、**Table 1**に計算条件をそれぞれ示す。本研究では摩擦という粒子の物性そのものに直接関係した現象を取り扱うため、縦弾性係数 E には実際用いたガラスビーズ、すなわち、ガラスの値を用いた(E が現実の粒子のものより、相当小さい場合には接触点での変形速度が大きくなってスティック・スリップが正しく表現出来ない)。そのため、本計算の時間ステップは $\Delta t = 1.0 \times 10^{-7}$ sと非常に小さい値となっている。長手方向に十分な長さを確保し、現実的なCPU時間で数値計算を行うために本研究では前述したように2次元として取り扱っている。ただし、粒子の質量やHertzの接触理論に基づく反力等¹⁷⁾は、球形粒子として計算している。

本研究では、最上部に1500個の連結された直径

0.50mm の DEM 粒子によって構成された上板を水平に置き、その粒子密度を内部の粒子よりはるかに大きくして、上部から一定の垂直荷重 Mg が加えられた状態を作り出している。そして、その端点を一定速度 V で移動する板バネ（バネ定数 K ）によって押したときの運動を計算した。この板バネのバネ定数は、Nasuno et al.⁶⁾ が実験に用いた値とほぼ等しい値を用いた。すなわち、Nasuno et al. は 1077N/m、本研究は 1040N/m である。上板粒子と接触している内部粒子との力の相互作用は通常の粒子と同一で、変形量等によって、すなわち、DEM 法によって求め、それらを上板粒子の全てについて和して、Eqs. (1), (2) にしたがって上板として運動させる。最下部は 1500 個の固定された直径 0.50mm の DEM 粒子からなる固定層とし、上板と最下部の固定層の間に残りの全ての粒子を充填している。当然のことながら、これら境界の DEM 粒子にも内部の DEM 粒子と同様に Hertz の接触理論に基づく反力等や摩擦力は考慮している。なお、粒子間の接触点数を現実のように多くするために、粒子には 3 種類の粒径分布を持たせた。直径 0.55mm, 0.50mm, 0.45mm の粒子を均等にランダム配置している。粒子の初期状態は、全粒子をランダム配列させた状態からその 20% の粒子を一様乱数を用いて抜き取り、その隙間を重力沈降させて埋め、落ち着いた状態を初期状態とした。なお、計算領域の両端は周期境界条件となっており、上板との相対運動によって計算領域の一端から出た粒子は他端へ戻している。

このとき、板バネの変形量を δx 、上板が粒子層から受けるせん断摩擦力及び垂直方向作用力をそれぞれ F_t, F_z とすると、上板の運動方程式は次式となる。上板は x 方向及び z 方向に並進運動を行い、上板の回転は、今回の計算では考慮していない。

$$M\ddot{x} = K\delta x - F_t \quad (1)$$

$$M\ddot{z} = F_z - Mg \quad (2)$$

なお、計算は Pentium4 (2.26GHz) の Windows 搭載パソコンで行った。実時間 0.7s の計算に、計算時間として約 20 日間を要した。

3. 結果と考察

Fig. 2 は上板の水平方向速度変化、Fig. 3 は上板の水平方向位置変化、Fig. 4 は上板の垂直方向速度変化、Fig. 5 は上板の垂直方向位置変化、Fig. 6 は板バネのたわみの時間変化であり、それぞれ $t=0s \sim 0.7s$

Fig. 2 Calculated horizontal velocity of the top plate as a function of time

までの様子を表している。いずれも計算結果である。

Fig. 2 の上板の水平方向速度は $t=0.28s \sim 0.30s$ 付近で大きなピークを示している ($t=0.27s \sim 0.28s$ での小さいピークは粒子の配列がわずかに調整されて起こった予備的な現象と考えられる)。それまでの時間経過から、零に近い速度しか持っていなかった上板が突然滑り出したことが分かる。それに対応する Fig. 3 の上板の水平方向位置変化からも分かるように、一定の小さな傾きをもってしか移動していなかった上板が、速度の急激な上昇に伴って、大きく移動していることが分かる。その後、 $t=0.40s \sim 0.42s$, $t=0.50s \sim 0.54s$, $t=0.61s \sim 0.69s$ 付近にも、最初の振幅よりは小さいが、速度が急激に立ち上がっている。それに対応して、上板の水平方向位置がステップ状に変化していることが分かる。こうした上板が静止している状態から急激に滑り出し、急激に静止した状態へ戻る現象がスティック・スリップ現象であり、計算結果は通常実験で得られるスティック・スリップ現象を明確に表している。

Fig. 4 から、水平方向のスティック・スリップ現象が起きている時間帯で垂直方向に関しても、水平方

Fig. 3 Calculated horizontal position of the top plate as a function of time

Fig. 4 Calculated vertical velocity of the top plate as a function of time

向における変化に比べれば小さいが、ほぼ静止状態からの急激な速度変化が見られる。 $t=0.3\text{s}$ 付近でのスティック・スリップ現象の発生時には、Fig. 5より、垂直下向きに $6\mu\text{m}$ 、 $t=0.40\text{s}$ 付近でのスティック・スリップ現象の発生時にも同程度の垂直下向きの上板の変位が見られる。これは、スティック状態からスリップ状態に変化した時に、粒子配置の変化が起こり、わずかに上板が下向きに移動したためである。今回の初期充填状態を作るためにランダム配置させた粒子層から、20%の粒子をランダムに抜き取り、沈降させて、初期充填状態を作ったが、その時、上板とその下の粒子層が接していないところが多くあり、スリップによって上板が下方に変位したと考えられる。より密状態に上板に粒子層が接触しておれば、実際にはこの場合が多いと思われるが、ダイラタンシー的に上板は上方に変位すると考えられる。これが固体摩擦等のメカニズムの説明に用いられる相変化モデルと同様のメカニズムであるが、前述したように上板への粒子の接触状態が必ずしも非常に多くの粒子からなる現実にも最もよく起こる場合を表現していないと考えられ、2次元のこの計算の場合、スティック状態からスリッ

Fig. 5 Calculated vertical position of the top plate as a function of time

Fig. 6 Calculated spring deflection as a function of time

プ状態へ変化する時固相から液相に変化する、すなわち、粉体層では密充填から疎充填に変化する現象は起こらなかった。接触点がスリップの発生とともに変化して、上板の垂直方向位置が負の方向に変化し、上板がわずかではあるが沈み、前述したように一回のスティック・スリップで約 $6\mu\text{m}$ 、全体としてより密な状態が形成されたと考えられる。

Fig. 6は、スティック・スリップ現象における板バネのたわみの時間変化を表している。時間とともに上板はスティック状態、スリップ状態を交互に繰り返す、上端が一定速度で移動している板バネのたわみはこのような変化を示す。最初のスティック状態では上板は静止しており、板バネのたわみは一定の傾きで増加していく。剪断応力がある値に達すると、粉体層はもはや加えられているせん断応力を支えきれなくなり、上板は突然滑り出す。上板はバネによって弾き出されて加速し、バネのたわみは開放されていく。そして、粉体層から受ける摩擦力によって上板は減速し、

Fig. 7 Calculated instantaneous inertial and spring forces

Fig. 8 Calculated normalized instantaneous frictional force $\mu = F_t/Mg$ as a function of horizontal velocity

再びスティック状態へと変化する。

Fig. 2 の水平方向速度分布の時間変化を $t=0.28s$ から $t=0.32s$, すなわち、スティック・スリップが起こっている間、滑らかに修正した結果の勾配をとることにより上板の加速度を求め、それから求まる上板の慣性力と、Fig. 6 の板バネのたわみから求まる板バネによって上板に作用するバネ力をそれぞれ縦軸にとり、横軸に水平方向速度をとって Fig. 7 に示した。

同図から分かるように、一度のスティック・スリップ現象における、慣性力とバネ力を上板速度の関数として描くと、ループを描く。上板に水平方向に働いている力は、上板を滑らそうとするバネからの力 $F=k\delta x$ と上板の慣性力、それを妨げようとする粉体層からの摩擦力 F_t だけである。したがって、バネ力と上板の慣性力に関する情報から、各瞬間における粉体層からの摩擦力 F_t を計算することができる。すなわち、Eq. (1) より $F_t = k\delta x - M\ddot{x}$ で、摩擦係数は $\mu = F_t/Mg$ である。これにより、Fig. 8 に、瞬時の摩擦力を上板重量で除して得られる瞬時の摩擦係数 μ を、上板の水平方向速度の関数として示した。A の位置では板はほぼ静止している。せん断応力が増していくと、摩擦力（あるいは摩擦係数）は縦軸に沿って上昇していく。そして B の位置で板が突然滑り始め、摩擦力は減少していく。B と C の間では板は加速していく。そして、速度は C で最大値に達し、摩擦力はある小さな値に到達する。C から A にかけては板は減速運動をし、最後に再び停止する。この間、摩擦力は小さな値のままである。Fig. 8 に示されているように、B 点と C 点の中間点から C 点まで、また、C 点から A 点の近く、上板の水平速度が 1mm/s 程度まで摩擦係数はほぼ一定である。これは $k\delta x$ と $M\ddot{x}$ の変化が相

Fig. 9 The normalized instantaneous frictional force $\mu = F_t/Mg$ as a function of horizontal velocity of the top plate⁶⁾

殺しているからである。

通常の摩擦係数は B 点での値である。すなわち、動き出す寸前の力の状態を表わしている。したがって、動き出す以前、そしてわずかに動いて再び静止する間の力の状態は従来の摩擦の考えでは表わされていない。しかし、摩擦係数があるループを描いて変化することを考慮すれば、力の関係を正しく表わすことができる。

Fig. 9 に、Nasuno et al.⁶⁾ が実験で得た速度履歴、摩擦ループを示す。Fig. 8 の計算結果は Nasuno et al.⁶⁾ の実験結果を定性的によく表している。ただし、定量的には、横軸の上板速度の最大値は、本計算結果の値は Nasuno et al.⁶⁾ の実験値の約 34% である。この差の原因として、計算条件と実験条件の相違が挙げられる。Nasuno et al.⁶⁾ の実験の板バネのバネ定数は 135N/m で、本計算のバネ定数は 1040N/m であり、実験の約 8 倍である。Nasuno et al.⁶⁾ は、実験によってバネ定数が大きいほど板バネのたわみは小さいことを示している。板バネのたわみが小さければ、それによって起こる上板速度も小さいと考えられる。一方、板バネが移動する一定速度は、Nasuno et al.⁶⁾ の実験は $113\mu\text{m/s}$ であるが、本計算は $280\mu\text{m/s}$ である。実験の約 2.5 倍である。移動速度が大きいほど上板速度は大きくなるだろう。そこで、上板速度は板バネのバネ定数の一次に反比例し、板バネの移動速度の一次に正比例すると一次近似として考えると $2.5/8 = 0.31$ となり、計算値が実験値の約 34% というのはほぼ妥当な値と考えられる。次に、縦軸の摩擦

Fig. 10 Calculated particle angular velocity at the stick state ($t=0.26s$)

Fig. 11 Calculated particle velocity vector diagrams at the stick state ($t=0.26s$)

係数 μ を比較すると、 μ の計算値はNasuno et al.⁶⁾の実験値の30%程度とかなり小さい値である。摩擦係数は上述した程度の上板速度の変化や板バネのバネ定数の変化によって変化しないだろう。摩擦係数の計算値が実験値より小さくなった原因としては、計算における上板とその下の粒子群との接触状態が実験とかなり異なっていることが挙げられる。すなわち、後述するFigs. 10~13からも分かるように、計算で形成された上板粒子と粉体層粒子との接触粒子数がその面に存在する全粒子数に比べて少なく、かつ偏りがあることがその主な原因と考えられる。

Fig. 10とFig. 11にスティック時の層内の様子を示す。角速度はほぼ0であり、またFig. 11からも、層全域で粒子がほぼ静止している状態であることが分かる。これらの図における粒子位置からも分かるように、上板を示す最上部の一系列の粒子層とその下の粒子層には、接している部分とそうではない部分が明白に存在し、かつ偏っている。

Fig. 12とFig. 13に上板がスリップし、速度が最大になった時の層内部の状態を示している。上板と接している粒子群は、スティック時に比べ大きな角速度で回転していることが粒子角速度分布図(Fig. 12)から分かる。また、この図では分からないが回転の正負を色分けして示すと、回転している粒子と押し付けられている他方の粒子は逆方向の角速度を持って運動していることが分かる。当然のことだが、これは押し付けられている粒子が、歯車が噛み合うように互いに逆向きに回転しているからである。上板の水平方向への

Fig. 12 Calculated particle angular velocity at the slip state ($t=0.297s$)

Fig. 13 Calculated particle velocity vector diagrams at the slip state ($t=0.297s$)

移動により、上板に接触する粒子が転がり、周囲の粒子へ回転を伝えている。また、上板と接し、大きな速度、角速度を持つ領域では中間粒子層上部だけでなく、層の下部にまで運動が伝わっていることがこれらの図から分かる。回転運動は粒子が変位することなく粒子間に伝わっていくことが可能である。したがって、わずかな変位で起こる摩擦現象は、微視的に見れば、粉体摩擦であれば粉体粒子、固体や潤滑摩擦等であればなんらかの要因によって起こる分子の回転の影響が大きいと思われる。Fig. 13には、スリップ時の粒子の並進速度を示す。粒子の回転速度が大きい所は並進速度も大きい、粒子の配列状態も影響するので必ずしもそうではない所もある。

図は省略したが、再びスティック状態に戻ると層全域でほぼ静止状態となっている。

これらのことがらを基にして、摩擦が起こる機構について簡単なモデル的推論を行ったので以下に示す。

粉体層の摩擦の場合

1. ある値より大きなせん断力が加えられるとそれによって粒子の回転が起こる、そしてそれが顕著になる。
2. 粒子の回転が大きくなると、粉体層にスベリが起こる。
3. 通常、せん断面には比較的密に粒子が配列しているので、すなわち、せん断面は通常の粉体層の状態なので、回転によるスベリによって粒子は隣接する粒子に乗り上げるなどして、ダイラタンシー的に粒子層(粉体層)は疎充填の状態となる。い

いわゆる固相から液相への相変化に相当する現象が起こる。さらにスベルと、乗り上げるなどしていた粒子が粒子間の凹みなどに入り込み、粒子間の摩擦が大きくなり、安定な粒子配列、すなわち、密な充填状態になり、スベリはとまって、再びスティック状態にもどる。

4. 上板粒子群と粉体層粒子群の間に隙間が多く、または局所的に隙間が多い場合、せん断が加えられると、スベリは起こるが、必ずしも密充填から疎充填に変化するのではなく、スベリによって隙間が埋められるので、逆に密充填に変化する場合が実際にも起こりうる。これが本2次元計算の結果に当てはまるだろう。局所的に不均質度高く隙間が多い粉体層では、現実にもこのような状態でもスティック・スリップ現象が起こっていると考えられる。また、隙間が多いとスティック・スリップ現象自身が起こらなくなる。計算ではしばしばそのような状態になり、スティック・スリップ現象が起こらない場合が多かった。

固体摩擦や潤滑摩擦等の場合、極端に単純化されており、また部分的でしかないが、次のことが考えられる可能性がある。

1. せん断力によって分子（球形、非球形、繊維状等）に回転が起こると考えられる。
2. 通常、固体状態であるから、分子は密に配列しており、それに回転が加わるので、分子どうしが乗り上げるなどによって疎な状態になり、局所的に相転移、すなわち、固相が液相に変化する。
3. 液相に変化するとスベリやすくなり、スリップが起こる。スリップがある程度続くと分子は間隙を埋めて、分子配列は安定な密状態へと変化し、再び固相へと転位してスティック状態となる。

4. 結 言

固体摩擦や潤滑摩擦の機構も含めて、摩擦機構のミクロ的な解明の第一歩として、粉体摩擦のスティック・スリップ現象の数値シミュレーションを2次元DEMで行った。その結果、粉体摩擦のスティック・スリップ現象を表現することが出来た。ただし、せん断応力下における粉体層の個々の粒子の力学関係をDEMによって計算した場合でも、スティック・スリップ現象が現れない場合が多かった。これは、主に上板に直接接している粒子を、実際の場合のように十分多くかつある程度均等に近く配置した初期状態を作り出すことが出来なかった場合であると考えられる。全体の層を表す粒子数が少なくても、上板に接している粒子数が相対的に多く、ある程度均一であればスティック・スリップ現象が現れると思われる。

粉体層のスティック・スリップ現象を支配している主要な現象の一つは粒子の回転であろう。粒子が回転することによってスティック状態からスリップ状態に変化し、粒子の回転は粉体層表面からかなり深い内部にまで伝達される。摩擦ループの形状等はNasuno et al.⁶⁾の実験結果と定性的に一致しており、スティックからスリップに変化する際の摩擦係数の変化の状態及びその原因をほぼ表すことが出来た。ただし、定量的には摩擦係数の計算値は実験値の30%程度で、その差の原因はまだはっきりとは明らかでない。本計算では、せん断を与える上板粒子群とその下の粒子群との間に不均一な隙間がかなり出来る。これがスティック・スリップ時に密充填（固相）から疎充填（液相）への変化が見られなかった原因とも考えられる。今後、実際の現象との定量的な対応等を、3次元計算と実験を基にして明らかにしていき、それらに基づき、摩擦機構の解明に近づきたいと考えている。

Nomenclature

C_n : dumping coefficient in normal direction at the particle contact point	(N/m)	k_s : spring constant in shear direction at the particle contact point	(N/m)
C_s : dumping coefficient in shear direction at the particle contact point	(N/m)	M : mass of top plate	(kg)
D_p : particle diameter	(m)	m : mass of particle	(kg)
E : modulus of elasticity for particle	(Pa)	N : number of particles	(-)
F_t : friction force acting on top plate	(N)	t : time	(s)
F_z : normal force acting on top plate	(N)	V : velocity of leaf spring	(m/s)
g : gravitational acceleration	(m/s ²)	W : Potential	(J)
K : spring constant of leaf spring	(N/m)	x, z : coordinates	(m)
k_n : spring constant in normal direction at the particle contact point	(N/m)	$\ddot{x}, \ddot{z}$: accelerations of top plate in the x and z directions	(m/s ²)
		Greek letters	

Δt : time step	(s)		(-)
δx : deflection of leaf spring	(m)	ν : Poisson ratio	(-)
μ : normalized friction force (friction coefficient)		ρ_p : particle density	(kg/m ³)

References

- 1) Shigemori, M. : "Numerical Simulation for Friction Mechanism of Powder Bed Using Distinct Element Method", Master Thesis for Mech. Eng., Kyushu Institute of Technology, Kitakyushu, Japan, pp. 32-36 (2001)
- 2) Israelachvili, J. N. and S. J. Kott : "Liquid Structuring at Solid Interfaces as Probed by Direct Force Measurements-The Transition from Simple to Complex Liquids and Polymer Fluids", *J. Chem. Phys.*, **88**, 7162-7166 (1988)
- 3) Israelachvili, J. N., P. McGuiggan and M. Gee : "Liquid Dynamics in Molecularly Thin-Films", *J. Phys. Condens. Matter.*, **2** : SA89-SA98 Suppl. A (1990)
- 4) Gee, M. L., P. M. McGuiggan and J. N. Israelachvili : "Liquid to Solid-Like Transitions of Molecularly Thin-Films under Shear", *J. Chem. Phys.*, **93**, 1895-1906 (1990)
- 5) Nasuno, S., A. Kudrolli and J. P. Gollub : "Friction in Granular layers : Hysteresis and Precursors", *Phys. Rev. Letters*, **79**, 949-952 (1997)
- 6) Nasuno, S., A. Kudrolli, A. Bak and J. P. Gollub : "Time-Resolved Studies of Stick-Slip Friction in Sheared Granular Layers", *Phys. Rev. E*, **58**, Part B, 2161-2171 (1998)
- 7) Nasuno, S. : "Friction in Granular Materials", *J. Japan Soc. Tribologists*, **44**, 778-784 (1999)
- 8) Hayakawa, H. and S. Nasuno : "Physics of Granular Materials", Frontier of Contemporary Physics, Vol. 1, Y. Ohtsuki ed., pp. 49-115, Kyoritsu Shuppan, Tokyo, Japan (2000)
- 9) Carlson, J. M. and A. A. Batista : "Constitutive Relation for the Friction between Lubricated Surfaces", *Phys. Rev. E*, **53**, 4153-4165 (1996)
- 10) Batista, A. A. and J. M. Carlson : "Bifurcations from Steady Sliding to Stick Slip in Boundary Lubrication", *Phys. Rev. E*, **57**, 4986-4996 (1998)
- 11) Hayakawa, H. : "Simple Model for Granular Friction", *Phys. Rev. E*, **60**, 4500-4504 (1999)
- 12) Thompson, P. A. and G. S. Grest : "Granular Flow : Friction and the Dilatancy Transition", *Phys. Rev. Letters*, **67**, 1751-1754 (1991)
- 13) Matthey, T. and J. P. Hansen : "Molecular Dynamics Simulations of Sliding Friction in a Dense Granular Material", *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, **6**, 701-707 (1998)
- 14) Hayakawa, H. : "Simulation of Granular Friction and its Effective Theory", *Prog. Theoretical Phys. Suppl.*, **138**, 537-542 (2000)
- 15) Volfson, D., L. S. Tsimring and I. S. Aranson : "Stick-Slip Dynamics of a Granular layer under Shear", *Phys. Rev. E*, **69**, 031302 (2004)
- 16) Cundall, P. A. and O. D. L. Strack : "A Discrete Numerical Model for Granular Assemblies", *Geotechnique*, **29**, 47-65 (1979)
- 17) Yuu, S. and T. Umekage : "Numerical Simulation of Granular Flow", *Tetsu to Hagane (Iron and Steel)*, **81**, 556-563 (1995)